

Eine Anwendung
des magnetooptischen Kerreffektes
zur Untersuchung schnellablaufender
Magnetisierungsprozesse

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilian-Universität

München

Vorgelegt

von

Benno Passon

aus

Beuthen/Oberschlesien

1963

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Februar 1963

1. Berichterstatter: Privatdozent Dr. J. KRANZ

2. Berichterstatter: Professor Dr. A. FAESSLER

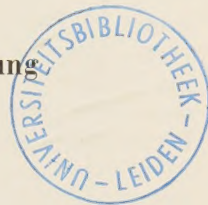
Sonderdruck aus
„Zeitschrift für angewandte Physik“, Band 16 (1963), S. 81—90

Eine Anwendung des magnetooptischen Kerr-Effektes zur Untersuchung schnellablaufender Magnetisierungsprozesse

Von BENNO PASSON

Mit 17 Textabbildungen

(Eingegangen am 15. Februar 1963)



Einleitung

Zur Beobachtung ferromagnetischer Elementarprozesse wurde in den vergangenen Jahren neben der Bitterstreifentechnik in zunehmendem Maße der magnetooptische Kerr-Effekt verwendet. Durch Aufdampfen von Interferenzschichten konnte der Effekt erheblich verstärkt werden [1], [2], [3], so daß er zu einem universellen Hilfsmittel bei der Beobachtung von Weißchen Bereichen wurde.

Ein wesentlicher Vorteil, den die Kerr-Technik gegenüber dem Bitterstreifen-Verfahren besitzt, ist die Trägheitslosigkeit des Kerr-Effektes. Es liegt daher nahe, mit Hilfe des Kerr-Effektes schnellablaufende Magnetisierungsvorgänge zu untersuchen. Experimentelle Untersuchungen der Dynamik des Ummagnetisierungsprozesses durch direkte Beobachtung der Bereiche waren bisher nicht möglich. Das anomale Ansteigen der Wirbelstromverluste pro Magnetisierungszyklus (W) mit der Frequenz (f) (Abb. 1, ausgezogene Linie), die sog. Wirbelstromanomalie, gab dagegen Anlaß zur Entwicklung einer Reihe von Modellen, mit denen man den Ummagnetisierungsprozeß bei großen Feldänderungsgeschwindigkeiten zu beschreiben versuchte [4] bis [12]. Alle diese Modelle haben als Nachteil gemeinsam, daß mit ihnen zwar der starke lineare Anstieg der Verluste im oberen Frequenzbereich, nicht aber der gekrümmte Verlauf bei kleinen Frequenzen gedeutet werden kann. Aus den mit Hilfe des verstärkten magnetooptischen Kerr-Effektes erhaltenen Ergebnissen ergibt sich ein Modell, das diesen Nachteil nicht mehr besitzt. Die starke Abhängigkeit des Ummagnetisierungsvorganges von der Frequenz liefert zwanglos eine Deutung der gesamten Verlustkurve.

Experimentelle Durchführung

Der Aufbau der Apparatur ergibt sich aus Abb. 2. Das von der Lichtquelle (12 V, 100 W) kommende konvergente Lichtbündel wird durch einen Polarisator senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiert und an der Oberfläche der polierten, geglühten und mit einer Interferenzschicht bedampften Probe reflektiert. Anschließend gelangt es durch einen Analysator, der die zur Einfallsebene parallele Komponente des Lichtes durchläßt, auf die Photokathode eines Sekundärelektronen-Vervielfachers (SEV), bzw. in eine Kamera. Treten in der Oberfläche insgesamt nur zwei verschiedene Magnetisierungszustände auf, so ist die vom SEV gemessene Helligkeit direkt proportional zur pauschalen Magnetisierung des Teiles der Probe, der auf die Photokathode abgebildet wird.

Zur Aussteuerung der eisenlosen, langgestreckten Feldspule wurde ein Niederfrequenz-Generator und

ein Gleichstromverstärker hoher Ausgangsleistung verwendet. Die Wicklung der Spule war an zwei Stellen mit Lichtkanälen versehen.

Das vom SEV kommende Signal steuerte den Y-Verstärker eines Gleichstrom-Oszillographen, eine dem Feld proportionale Spannung den X-Verstärker. Die dabei auf dem Oszillographenschirm erscheinende

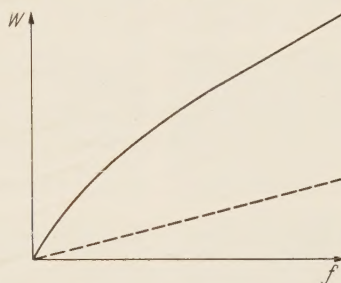


Abb. 1. Die Wirbelstromverluste pro Magnetisierungszyklus als Funktion der Frequenz

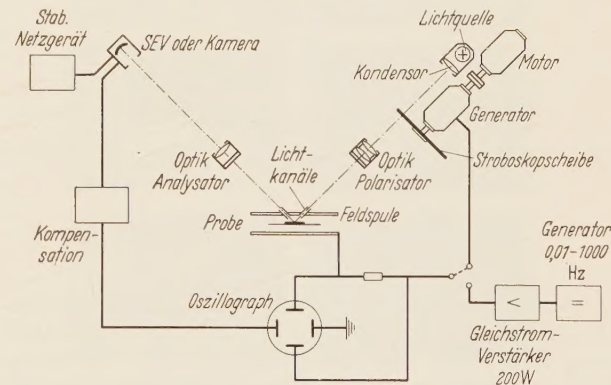


Abb. 2. Der Aufbau der Apparatur

Magnetisierungskurve der Oberfläche, die sog. „Kerr-Hysterese“ [16], konnte photographisch registriert werden.

Der durch die Interferenzschichten verstärkte Kontrast, d.h. der Unterschied in der Helligkeit verschieden magnetisierter Bereiche, erlaubte erstmalig eine direkte, stroboskopische Beobachtung schnellbewegter Bereiche. Zu diesem Zweck wurde in den Strahlengang eine Lochscheibe eingefügt, die auf der Achse eines Wechselstromgenerators angeflanscht war. Der Generator lieferte bei stroboskopischer Beobachtung die Betriebsspannung der Feldspule, so daß eine absolute Synchronisation erreicht werden konnte. Das Generatorgehäuse konnte um seine Achse gedreht werden. Auf Grund dieser Maßnahme war es möglich, das im Augenblick der Beobachtung in der Feldspule herrschende Feld zu variieren, wobei zwischen Drehwinkel und Feldstärke ein eindeutiger Zusammenhang besteht.

Zur photographischen Registrierung der Bereichsmuster wurde Röntgen-Fluorapid-Film (Firma *Agfa*) verwendet. Die Belichtungszeiten betrugen bei laufendem Stroboskop einige Minuten.

Die Messungen wurden zum größten Teil an schmalen, etwa 8 cm langen Streifen aus 0,35 mm dickem Goss-Blech durchgeführt. Soweit die Messung an Einkristallen erfolgte, lagen Proben in Form von etwa 2 mm dicken, kreisförmigen Scheiben mit einem Durchmesser von 20 mm vor¹.

Die Vergrößerung ist bei den Bereichsbildern in Abb. 5 und 10 etwa 10fach, bei denen in Abb. 9, 11 und 12 etwa 20fach.

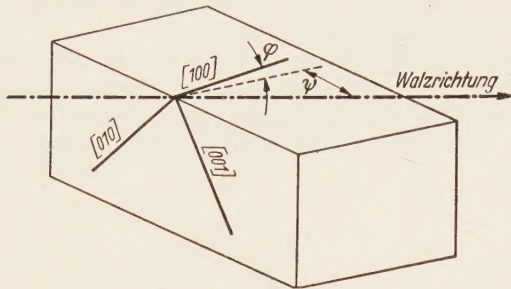


Abb. 3. Die Orientierung eines Kristalliten im Goss-Blech

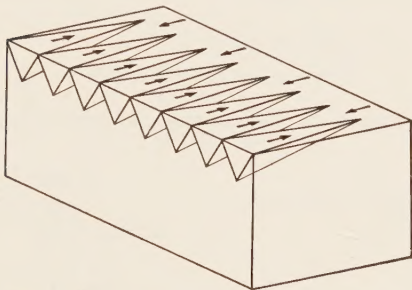


Abb. 4. Schematische Darstellung von Zwickelbereichen. Die Richtung der Magnetisierung ist durch Pfeile angedeutet

Ergebnisse und Deutung

Das innere Feld

Abb. 3 zeigt die Orientierung eines Kristalliten im Goss-Blech. Zwei Vorzugsrichtungen der Magnetisierung bilden mit der Oberfläche Winkel von etwa 45°, während die dritte gegen sie um einen kleinen Winkel φ geneigt ist. Bei verschiedenen Kristalliten einer Probe kann φ Werte zwischen ungefähr $\pm 10^\circ$ annehmen. Der Winkel ψ zwischen der Projektion der [100]-Achse auf die Oberfläche und der Walzrichtung streut um etwa $\pm 20^\circ$.

Im Gebiet reiner Wandverschiebungen liegt der Magnetisierungsvektor der in der Oberfläche sichtbaren Bereiche stets parallel oder antiparallel zur [100]-Achse. Benachbarte Bereiche werden durch 180°-Wände voneinander getrennt. Die Ausbildung der gesamten Bereichskonfiguration erfolgt stets so, daß die Summe der in ihr enthaltenen Energie minimal wird [20]

$$E_W + E_K + E_M + E_\sigma + E_H = \min \quad (1)$$

E_W = Wandenenergie

E_K = Kristallanisotropie-Energie

E_M = Streufeldenergie

E_σ = Spannungsenergie

E_H = potentielle Energie.

¹ Für die Überlassung der Proben bin ich Herrn SCHEINER zu Dank verpflichtet.

Den weitaus größten Einfluß hat dabei die Streufeldenergie. Die vier wichtigsten Ursachen, die zur Ausbildung von Streufeldern bei einer polykristallinen Goss-Blechprobe führen können, sind im folgenden aufgezählt:

1. Wegen der Fehlorientierung φ (s. Abb. 3) besitzt die Magnetisierung im Gebiet der Wandverschiebungen eine zur Oberfläche normale Komponente; in der Oberfläche entstehen freie magnetische Ladungen und damit Streufelder. Sie können teilweise durch Ausbildung von Oberflächenbereichen mit entgegengesetzter Magnetisierung, d.h. auch entgegengesetzt gerichteter Normalkomponente, kompensiert werden.

Anzahl und Entstehungsort der Oberflächenstrukturen hängen sehr stark vom Winkel φ ab [13]. Bei $\varphi \approx 2^\circ$ entstehen sog. Zwickelbereiche, die von einer Korngrenze ausgehen (Abb. 4); bei größeren Werten von φ können sich innerhalb eines Kristalliten mehrere, meist sehr symmetrisch angeordnete Zwickelreihen ausbilden.

2. Zur Vermeidung von Streufeldern an Korngrenzen treten Kopplungserscheinungen zwischen Bereichen benachbarter Kristallite auf [14]. Bloch-Wände und Bereiche pflanzen sich über die Korngrenzen ungestört fort, es bilden sich „Bereichsketten“ aus, die über zahlreiche Kristallite laufen. Vollständig ist der Flußschluß allerdings nur dann, wenn sich der Winkel ψ (s. Abb. 3) von Kristallit zu Kristallit nicht ändert. Ist ψ in benachbarten Kristalliten verschieden groß, so können die an der Korngrenze auftretenden Streufelder nur durch Änderung der pauschalen Magnetisierung der einzelnen Bereiche einer Kette kompensiert werden. Das kann durch Wachsen oder Schrumpfen der fast überall vorhandenen Oberflächenstrukturen geschehen, die somit eine doppelte Aufgabe zu erfüllen haben. Die Bereichskonfiguration wird energetisch günstig sein, wenn der durch jeden Querschnitt einer Kette transportierte Fluß gleich groß ist.

3. An der Stirnseite eines Zwickelbereiches treten magnetische Pole auf, da sich dort die Richtung der Magnetisierung um 180° ändert. Zur Vermeidung dieser Pole bilden sich an den Zwickelstirnflächen Abschlußbereiche aus, deren Magnetisierung in Richtung der [010]- oder der [001]-Achse zeigt (90°-Bereiche).

4. Streufelder entstehen auch an Einschlüssen im Inneren oder auf der Oberfläche des Kristalliten. Durch sog. „Zipfelmützen“ wird der Fluß fast streufeldfrei um derartige Einschlüsse herumgeleitet [14].

Daraus folgt, daß in der gesamten Probe nennenswerte Streufelder nirgends auftreten, sie werden durch die unter 1. bis 4. aufgezählten Mechanismen entweder ganz oder teilweise vermieden. Kann man daher die Probe hinreichend gut durch ein Rotationsellipsoid mit dem Entmagnetisierungsfaktor N darstellen, so ergibt sich das in der Probe herrschende Feld nur durch Überlagerung des homogenen entmagnetisierenden Feldes der bis zum Betrag I_p pauschal magnetisierten Probe mit dem äußeren Feld $\mathfrak{H}_a$.

$$\mathfrak{H}_i = \mathfrak{H}_a - N I_p.$$

In erster Näherung kann man unter Vernachlässigung aller Koerzitivkrafteffekte weiterhin annehmen, daß $N I_p$ und $\mathfrak{H}_a$ im Gebiet reiner Wandverschiebungen gleich groß und entgegengerichtet sind. Das innere

Feld hat bei dieser Vereinfachung überall den Wert Null, die Volumenhysterese entartet zu einer Geraden mit der Steigung $1/N$.

*Der Ummagnetisierungsprozeß bei langsamer
Feldänderung*

Erhöht man daher das Feld in der Umgebung einer Probe von Null auf den Wert $\mathfrak{H}_a$, so wird sich demzufolge die Magnetisierung der Probe so ändern, daß die Beziehung

$$I_p = \frac{1}{N} \cdot \mathfrak{H}_a \tag{2}$$

gilt. Die Änderung der Magnetisierung erfolgt dabei durch Wandverschiebungen. Man wird nicht erwarten können, daß die von den einzelnen Wänden zurückgelegten Strecken $\Delta s_i (i=1, \dots, n)$ gleich groß sind. Da sich z.B. die Zwickelbereiche zur Kompensation von Streufeldern ausbilden, die senkrecht zur Oberfläche zeigen, wird ihre Größe nur wenig vom äußeren Feld abhängen: die Wände der Zwickelbereiche beteiligen sich nicht am Ummagnetisierungsprozeß. Aber auch die Wände der übrigen Bereiche werden bei einer Änderung des äußeren Feldes nicht gleiche Amplituden besitzen. Dagegen sprechen verschiedene Argumente:

1. Durch die allgemeine Forderung (1) wird jedem Wert des äußeren Feldes eine bestimmte und bei vorgegebenem Ausgangszustand in der Regel auch eindeutige Bereichskonfiguration zugeordnet, d.h. jeder Änderung des äußeren Feldes $\Delta \mathfrak{H}_a$ auch bestimmte Wandamplituden Δs_i .

2. Einzelne Wände können an Einschlüssen oder ähnlichen Hindernissen hängenbleiben, sie bewegen sich erst, wenn das innere Feld an ihrem Ort einen gewissen Schwellenwert überschreitet.

3. Die durch Spannungshöfe der Versetzungen verursachte Wandreibung [15] wird nicht überall gleich groß sein. Zu ihrer Überwindung ist wie beim Hängenbleiben von Wänden ein inneres Feld nötig, das jedoch in (2) vernachlässigt wird.

Zur weiteren Erläuterung des Ummagnetisierungsprozesses bei langsamer Feldänderung sei die Abb. 5, Serie I betrachtet. Die Aufnahmen zeigen die Bereichsausbildung in der Oberfläche eines Goss-Blech-Kristalliten, dessen Fehlorientierung φ ungefähr 2° betrug (s. Abb. 3, $\psi=0^\circ$), beim Durchfahren eines Hysteresesastes von Sättigung zur Sättigung. In der Oberfläche liegt der Magnetisierungsvektor entweder parallel oder antiparallel zur Feldrichtung, die Bereiche erscheinen demzufolge hell oder dunkel.

Von der Sättigung kommend drehen die Magnetisierungsvektoren zunächst in die am nächsten gelegene Vorzugsrichtung, in die [100]-Achse. Dabei entsteht ein Streufeld senkrecht zur Oberfläche, das durch die Ausbildung pfeilförmiger Zwickelbereiche entgegengesetzter Magnetisierung teilweise kompensiert wird (Bild 1–2). Mit weiter abnehmendem Feld werden die Zwickelbereiche länger (Bild 3–4). Erreicht einer der Zwickel den gegenüberliegenden Rand des Kristalliten, so bildet er sich zu einem Balkenbereich aus, dessen Wände nicht durch den Kristalliten hindurchgehen. Einige dieser Bereiche können mit Zwickeln oder ähnlichen Balkenbereichen verschmelzen, die von der Unterseite der Probe in den Kristalliten hineinwachsen und bilden dann Balkenbereiche, deren Wände

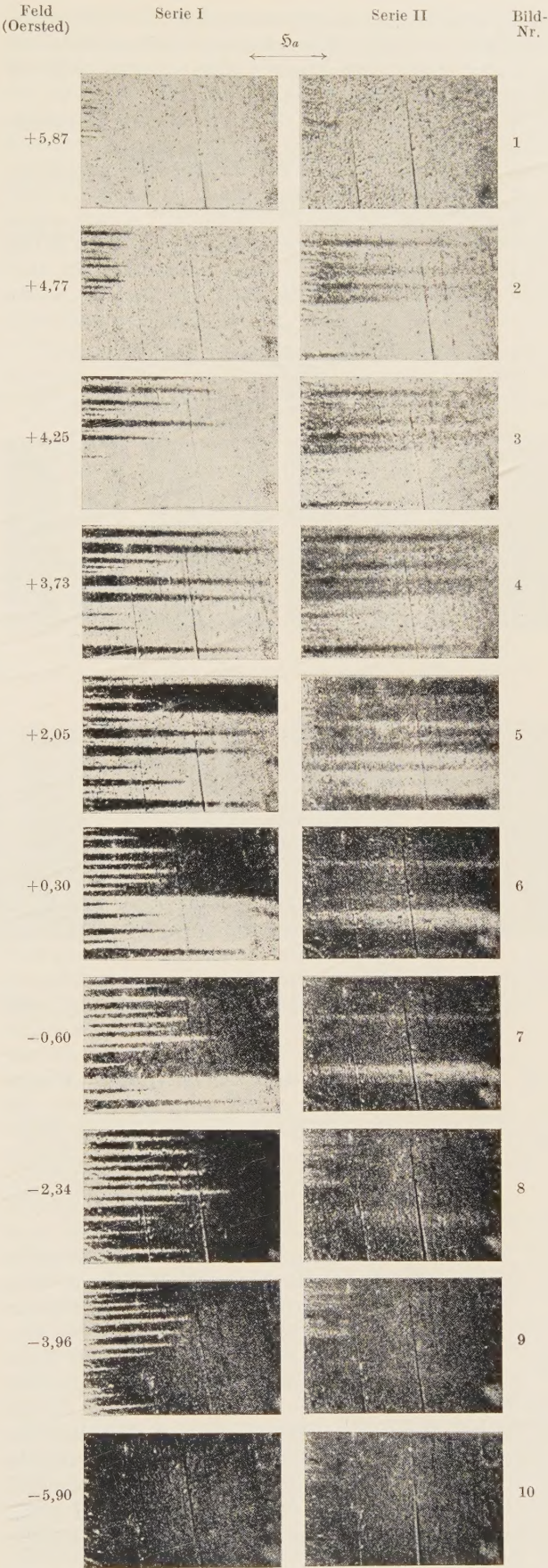


Abb. 5. Aufnahmen der Bereichskonfiguration in der Oberfläche eines Goss-Blech-Kristalliten beim Durchlaufen eines Hysteresesastes von Sättigung zur Sättigung. Die Feldänderung erfolgte bei Serie I quasistatisch, bei Serie II hatte das angelegte Wechselfeld eine Frequenz von 65 Hz. Die Serie II wurde stroboskopisch aufgenommen. Die Feldstärke ist aus den Spulenströmen errechnet

durch den Kristalliten hindurchgehen. In Abb. 6 sind die drei möglichen Bereichstypen schematisch dargestellt. Der Einfachheit halber werden folgende Bezeichnungen eingeführt:

1. Zwickelbereich = Z-Bereich
2. Balkenbereich mit nicht durchgehenden Wänden = V-Bereich
3. Balkenbereich mit durchgehenden Wänden = II-Bereich.

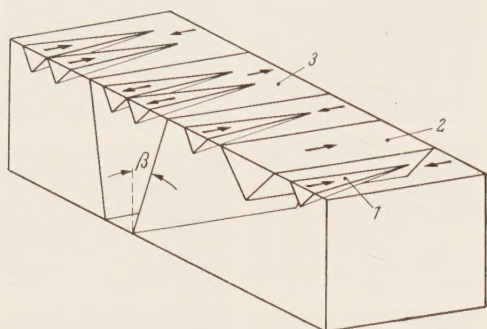


Abb. 6. Schematische Darstellung der verschiedenen Bereichstypen

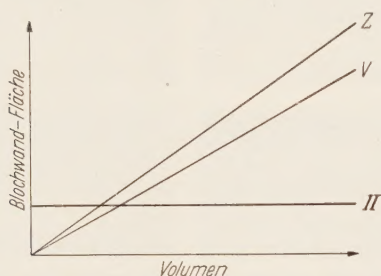


Abb. 7. Der Zusammenhang zwischen Volumen und Blochwand-Fläche bei den verschiedenen Bereichstypen

Die Wände der II-Bereiche fallen nicht mehr mit der (010)- bzw. der (001)-Ebene zusammen. Durch Heraus-

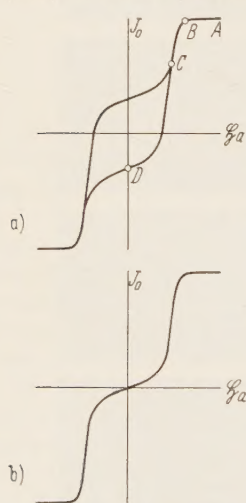


Abb. 8a u. b. Die Kerr-Hysteresen bei langsamer Feldänderung. a) Wenn sich V-Bereiche ausbilden; b) wenn keine V-Bereiche vorhanden sind

drehten aus diesen Ebenen wird die Wandfläche verringert, gleichzeitig erhöht sich aber die spezifische Wandenergie. Schließen die Ebenen mit der Oberflächennormalen Winkel von 45° ein, so bilden die Wände mit der Normalen Winkel von etwa 30° [17] (Abb. 6, $\beta \approx 30^\circ$). In Abb. 5, Bild 5 hat sich ein II- oder ein V-Bereich ausgebildet. Betrachtet man nicht die Ober- und Unterseite der Probe gleichzeitig, so ist es schwierig, II- und V-Bereiche voneinander zu unterscheiden. Die in Abb. 5 ablaufende Wand gehört dagegen mit Sicherheit zu einem II-Bereich, da die Breite eines V-Bereiches die Dicke der Probe nicht mehr als um einen Faktor 2 überschreiten kann. Die Existenz von V-Bereichen wird weiter unten durch die besondere Gestalt der Kerr-Hysteresen eindeutig nachgewiesen.

Sobald sich ein II-Bereich gebildet hat (Abb. 5, Bild 5–7), hört das Wachstum der Z-Bereiche auf. Dafür gibt es zwei Gründe: Erstens kann man in Näherung annehmen, daß das innere Feld im Gebiet

der reinen Wandverschiebungen verschwindet; die potentielle Energie der Z-Bereiche im inneren Feld ändert sich nicht. Zweitens erfordert die Vergrößerung der verschiedenen Bereichstypen einen unterschiedlichen Energieaufwand. In Abb. 7 ist die Abhängigkeit zwischen Blochwand-Fläche und Volumen für jeden Bereichstyp schematisch eingezeichnet; zur Vergrößerung eines Z- oder V-Bereiches muß Blochwand-Energie aufgewendet werden, bei II-Bereichen ist das nicht der Fall. Danach wird man erwarten, daß die Beweglichkeit der Wände von II-Bereichen größer ist, als die der Z-, bzw. der V-Bereiche, beim Entstehen eines II-Bereiches werden die anderen Bereichstypen unbeweglich.

Diese Behauptung gilt jedoch nicht uneingeschränkt. Es ist z. B. bei einer sehr ungleichmäßigen Verteilung der II-Wände über den Kristalliten möglich, daß nur durch Verschiebung dieser Wände die Forderung (1) nicht erfüllt werden kann. In diesem Fall werden sich zur Kompensation der dadurch auftretenden Streufelder auch Z- oder V-Bereiche vergrößern. Das tritt jedoch, wie die Beobachtung zeigt, nur selten ein, im Gebiet der Wandverschiebungen sind zumindest die Z-Bereiche fast völlig unbeweglich.

In unmittelbarer Umgebung einer II-Wand werden die Z-Bereiche wieder beweglich. Aus Abb. 5, Bild 5 bis 7 erkennt man, wie die Zwickel beim Annähern einer Wand allmählich verschwinden und mit entgegengesetzter Magnetisierung wieder entstehen, wenn die Wand weitergerückt ist. Die Ursache dafür liegt darin, daß in der Umgebung der Wand die Funktion der Zwickel, nämlich die Kompensation des Streufeldes, jeweils von dem benachbarten Bereich übernommen wird.

Nachdem die Bloch-Wand den gesamten Kristalliten durchlaufen hat, werden die Z-Bereiche wieder beweglich, sie verkleinern sich, bis der Sättigungszustand erreicht ist (Abb. 5, Bild 8–10).

Die Kerr-Hysteresen bei langsamer Feldänderung

Die sich zu diesem Ummagnetisierungsprozeß ergebende Kerr-Hysteresen, d. h. die Abhängigkeit zwischen der Oberflächenmagnetisierung J_0 und dem angelegten Feld H_a ist in Abb. 8a dargestellt. Zwischen A und B finden reine Drehprozesse statt. Bei B entstehen Z-Bereiche, die sich vergrößern, bis bei C einige II- und V-Bereiche gebildet werden. Im weiteren Verlauf vergrößern sich hauptsächlich die II-Bereiche. Die geringe Steigung der Kerr-Hysteresen im Punkt D rührt von der „Zwickelumkehrung“ her. Das Verschwinden der Z-Bereiche und ihre Neuentstehung mit entgegengesetzter Magnetisierung ist dem pauschalen Magnetisierungsablauf entgegengerichtet. Die Steigung im Punkt D hängt von dem Bruchteil $z(\varphi)$ ab, mit dem die Oberfläche von Z-Bereichen bedeckt ist. Da $z(\varphi)$ von der Orientierung des Kristalliten abhängt, kann man aus der Steigung der Kerr-Hysteresen bei D auf die mittlere Orientierung des ausgemessenen Probenteiles schließen [16].

Bei D ist die Oberfläche bereits zu mehr als 50% ummagnetisiert. Verursacht wird dieser Effekt durch Bereiche, die prozentual mehr Oberfläche als Volumen einnehmen, d. h. durch V-Bereiche. Die Anzahl der vorhandenen V-Bereiche hängt sehr stark von der Dicke und der Orientierung der Probe ab. Diese

Abhängigkeit wurde bereits in einer früheren Arbeit untersucht [16]. Sind keine V -Bereiche vorhanden, wie z. B. in Abb. 5, Serie I, dann hat die Kerr-Hysterese das in Abb. 8b dargestellte Aussehen.

Der Ummagnetisierungsprozeß bei schneller Feldänderung

Die vereinfachende Voraussetzung, daß das innere Feld

$$\mathfrak{H}_i = \mathfrak{H}_a - N I_p$$

im Gebiet der reinen Wandverschiebungen verschwindet, ist nur bei quasistatischer Feldänderung zulässig. Bewegt sich eine Bloch-Wand mit der Geschwindigkeit v , so induziert sie in ihrer Umgebung Wirbelströme, die ein Gegenfeld $\mathfrak{H}_w$ erzeugen. Wirkt auf die Wand keine Reibungskraft, zu deren Überwindung ein kleines Feld nötig wäre, so muß bei konstanter Wandgeschwindigkeit die Summe aller Felder am Ort der Wand Null sein:

$$\mathfrak{H}_w + \mathfrak{H}_i = 0.$$

Da $\mathfrak{H}_w$ linear von der Wandgeschwindigkeit abhängt [18]

$$\mathfrak{H}_w = -\frac{1}{k} \cdot v$$

(k =maximale Wandgeschwindigkeit pro Oersted, v =Wandgeschwindigkeit) ergibt sich für das innere Feld.

$$\mathfrak{H}_i = \frac{1}{k} \cdot v.$$

Dieses Feld herrscht überall in der Probe und wird nur in der Umgebung der Wand durch das Gegenfeld $\mathfrak{H}_w$ kompensiert. Befinden sich in der Probe außer der einen durchgehenden Wand auch noch Z -Bereiche, so wird das mit zunehmender Wand- bzw. Feldänderungsgeschwindigkeit wachsende innere Feld auf sie wirken. Bei sinusförmigem Feldverlauf ändert sich die Wandgeschwindigkeit und damit das innere Feld periodisch. Abb. 9 zeigt Z -Bereiche und eine schwingende Wand. Die Amplitude des angelegten Wechselfeldes wurde konstant gehalten. Die Lage der Wand bei $\mathfrak{H}_a = 0$ ist durch eine eingezeichnete schwarze Linie markiert. Man erkennt aus der wachsenden Unschärfe und der Längenänderung der Z -Bereiche in diesen nicht stroboskopisch aufgenommenen Bildern ein mit wachsender Frequenz stärker werdendes Mitschwingen der Z -Bereiche. Bei $f = 10$ Hz bewegen sie sich nur sehr wenig. Häufig entstehen auch neue Z -Bereiche. Der Ummagnetisierungsprozeß ändert sich nicht mehr, wenn sich alle vorhandenen Wände, im vorliegenden Fall also die durchgehende Wand und die Wände der Z -Bereiche, so schnell bewegen, daß die von ihnen erzeugten Wirbelfelder gleich groß sind.

Weiteren Aufschluß über die Wirkung des inneren Feldes $\frac{1}{k} v$ gibt die Abb. 10, aus der jeweils zwei Gleichgewichtslagen einer durchgehenden Wand bei den äußeren Feldern 0 bzw. etwa 1 Oe zu ersehen sind. In a 1,2 wurde das Feld sehr langsam in ungefähr 10 sec von 0 auf 1 Oe erhöht, in b 1,2 dagegen sehr schnell (etwa 0,001 sec). Während im ersten Fall die

Länge der Zwickel konstant bleibt, vergrößern sie sich bei schneller Feldänderung in dem Bereich, der durch die Wandbewegung kleiner wird, und verkleinern sich im anderen. Bei genauem Ausmessen ergibt sich weiterhin, daß die Wand in b 1,2 eine etwas kleinere Strecke zurückgelegt hat. Da man weiß, wie sich die sichtbaren Bereiche in das Probeninnere fortsetzen, kann man jedoch ausrechnen, daß das pauschal ummagnetisierte Volumen in beiden Fällen ungefähr gleich groß ist. Bei schneller Feldänderung übernehmen die Z -Bereiche einen Teil des Magnetisierungshubes, so daß die Wand nur eine kleinere Strecke zurückzulegen braucht.

Bemerkenswert an Abb. 10 ist, daß die Längenänderung der Z -Bereiche nicht rückgängig gemacht wird, wenn die Wand zur Ruhe gekommen ist, wenn

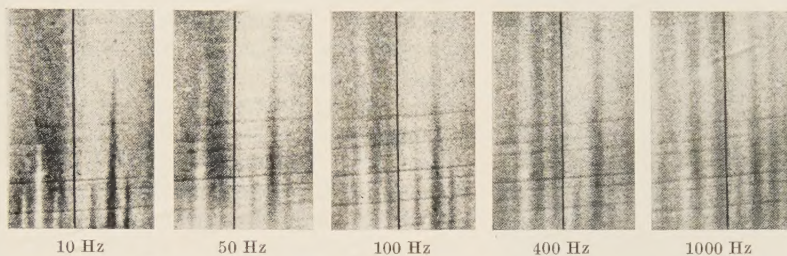


Abb. 9. Das bei wachsender Feldfrequenz stärker werdende Mitschwingen der Zwickel

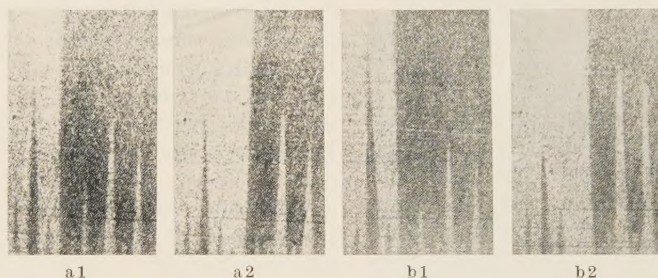


Abb. 10. Der Einfluß der Wandgeschwindigkeit auf die Länge der Zwickel-Bereiche. Die Aufnahmen a 1, 2 zeigen die Bereichskonfiguration vor und nach einer langsamen, die Aufnahmen b 1, 2 vor und nach einer schnellen Verschiebung der Wand um eine kleine Strecke

also das innere Feld $\frac{1}{k} v$ nicht mehr erzeugt wird. Man kann annehmen, daß die durch Spannungshöfe der Versetzungen verursachte Wandreibung einen Übergang in den Ausgangszustand verhindert, bei dem sich auch die durchgehende Wand bewegen müßte.

Abb. 11a zeigt den stroboskopisch aufgenommenen Ummagnetisierungsprozeß bei Magnetisierung mit einem Wechselfeld von 65 Hz kleiner Amplitude während einer Halbwelle. Die im Augenblick der Aufnahme herrschenden äußeren Felder sind neben den Bildern vermerkt. Der durch einen Pfeil gekennzeichnete Z -Bereich springt zu einem Balkenbereich auf. Bei quasistatischer Magnetisierung ändert er seine Länge wie alle anderen Z -Bereiche nur geringfügig. Abb. 11b zeigt die Oberfläche bei $\mathfrak{H}_a = 0$, wenn dieser Zustand durch langsames Erniedrigen des äußeren Feldes erreicht wird. Die mit zunehmender Frequenz einsetzende Beteiligung der Z -Bereiche führt demnach zu einer Vermehrung der Balkenbereiche.

Einige dieser zusätzlich entstandenen Balkenbereiche verschwinden nicht, wenn die Amplitude des angelegten Wechselfeldes allmählich auf Null reduziert wird. Daraus ergibt sich eine starke Abhängig-

keit der Bereichskonfiguration im entmagnetisierten Zustand von der Entmagnetisierungsfrequenz (Abb. 12). Dieser Effekt läßt die Vermutung zu, daß die Anfangspermeabilität von der Entmagnetisierungsfrequenz abhängt.

Abb. 5 zeigt den Um-

magnetisierungsvorgang in der Oberfläche eines

Goss-Blech-Kristalliten bei sehr langsamer Feld-

änderung (Serie I) und bei Magnetisierung mit einem

Wechselfeld von 65 Hz (Serie II) während einer

Halbwelle. Die Serie II wurde stroboskopisch auf-

genommen. Nebeneinander stehende Bilder ent-

sprechen gleichen Feldern. Die Größe des jeweils herr-

schenden Feldes ist links neben den Bildern ver-

merkt. Die Unschärfe der Bilder in Serie II rührt

von der geringen Reproduzierbarkeit des Umma-

gnetisierungsprozesses her: die sich (von der Sättigung

kommend) zunächst ausbildenden Zwickel ent-

stehen nicht bei jedem Durch-

lauf an der gleichen Stelle. Bei kleiner Aussteuerung,

d.h. solange die Wände isoliert voneinander

schwingen, ist die Reproduzierbarkeit dage-

gen sehr groß (s. Abb. 11). Trotz der Unschärfe

erkennt man, daß bei schneller Feldänderung

fast alle Z-Bereiche bis zum gegenüberliegen-

den Rand durchwachsen. Während im statischen

Fall wegen des Fehlens von V-Bereichen bei $\mathfrak{H}_a=0$

ungefähr die Hälfte der Oberfläche ummagnetisiert ist, bedecken die Zwickel bzw. die aus ihnen

entstandenen Balkenbe-

reiche im dynamischen Fall fast die gesamte Ober-

fläche, das noch nicht ummagnetisierte Volumen

befindet sich im Inneren des Kristalliten.

Die Ursache für das gleichmäßige Anwachsen aller

Z-Bereiche ist wieder das innere Feld $\frac{1}{k} v$, durch das

die Geschwindigkeit aller Bloch-Wände einander

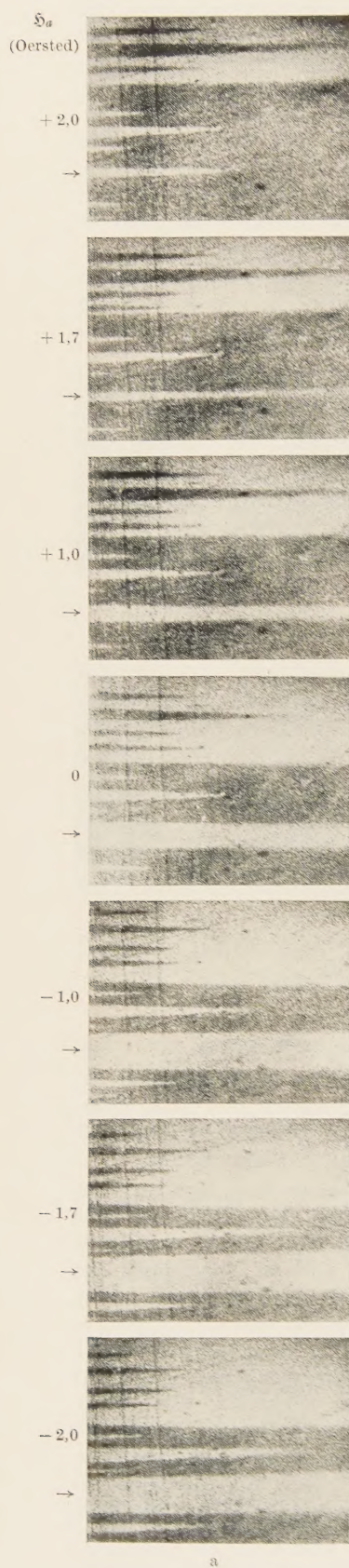


Abb. 11. a) Stroboskopische Aufnahmen der Bereichsmuster in der Oberfläche beim Magnetisieren mit einem Wechselfeld von 65 Hz kleiner Amplitude. Der durch einen Pfeil gekennzeichnete Z-Bereich bildet sich zu einem Balkenbereich aus; b) die Oberfläche bei $\mathfrak{H}_a = 0$, wenn dieser Zustand durch langsames Erniedrigen des äußeren Feldes erreicht wird

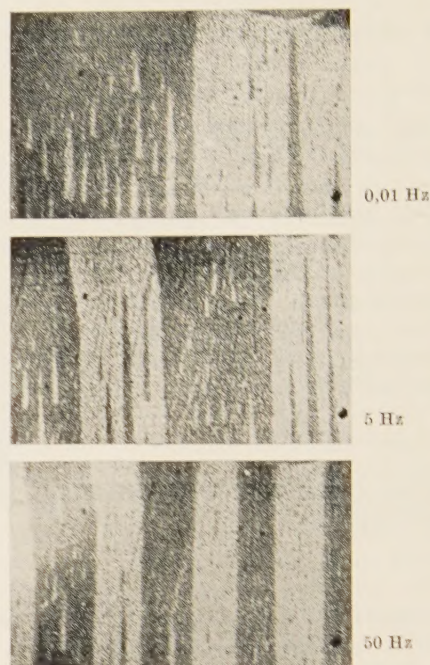


Abb. 12. Die Abhängigkeit der Bereichskonfiguration von der Entmagnetisierungsfrequenz

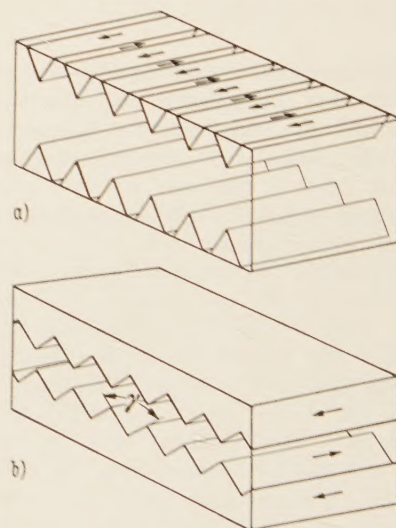


Abb. 13. Schematische Darstellung des Ummagnetisierungsprozesses bei großer Aussteuerung und schneller Feldänderung

angeglichen wird. Eine ausführliche Begründung dieser Behauptung erfolgt weiter unten nach Einführung von weiteren Versuchsergebnissen. Da die Oberfläche bei $\mathfrak{H}_a=0$ fast völlig ummagnetisiert ist, kann man annehmen, daß sich aus den Z-Bereichen keine II-, sondern zahlreiche dicht nebeneinander liegende V-Bereiche gebildet haben (Abb. 13a), die im weiteren Magnetisierungsverlauf zu einem kompakten Bereich verschmelzen (Abb. 13b), der eine annähernd oberflächenparallele Wand besitzt. Die Winkel γ werden größer als 90° sein, da die Blochwand-Fläche verkleinert wird, wenn die Wände aus der (010)- bzw. der (001)-Ebene herausdrehen.

Die Kerr-Hysterese bei schneller Feldänderung

Abb. 14 zeigt die über etwa 10 Kristallite pauschal gemessene Kerr-Hysterese in Abhängigkeit von der Frequenz. Alle Hysteresen werden im Uhrzeigersinn durchlaufen. Man erkennt, daß die Oberfläche in immer stärkerem Maße bevorzugt wird. Bei ungefähr 100 Hz wird die Oberfläche gleich zu Beginn fast vollständig ummagnetisiert. Oberhalb von 100 Hz ändert sich die Kerr-Hysterese nicht mehr. Die zunehmende Ausbauchung ist ein Maß für die wachsende Beteiligung der V -Bereiche am Prozeß.

Die Stabilität des Ummagnetisierungsprozesses

In einem Zusatzexperiment konnte nachgewiesen werden, daß jede bei schneller Feldänderung auftretende Bereichskonfiguration stabil ist. Dazu wurde ein Sättigungsfeld $\mathfrak{H}_s$ mit der Geschwindigkeit v auf die Werte $\mathfrak{H}_j$ erniedrigt ($j=1, 2, \dots$), wobei sich die Oberflächenmagnetisierungen J_j ergaben. Die Punkte ($\mathfrak{H}_j, J_j$) lagen auf der mit der Geschwindigkeit v durchfahrenen Hysterese. Dieses Experiment beweist, daß bei Frequenzen des äußeren Feldes bis etwa 100 Hz keine nennenswerte Durchbiegung der Bloch-Wände eintritt. Wäre das der Fall, so müßte beim plötzlichen Anhalten eines sich schnell ändernden äußeren Feldes notwendigerweise eine in der Oberfläche sichtbare Umgruppierung der Bereiche eintreten. Ein derartiger Vorgang konnte trotz zahlreicher Experimente niemals beobachtet werden.

Die Frequenzabhängigkeit der Wandamplituden

Weiter vorne wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Amplitude der Wand eines II -Bereiches mit wachsender Frequenz abnehmen kann, da die Z -Bereiche einen Teil des Magnetisierungshubes übernehmen. Zur genaueren Untersuchung dieses Vorgangs wurde die Frequenzabhängigkeit der Wandamplituden an einem Einkristall ausgemessen. Die Oberfläche des Kristalls bildete die (100)-Ebene, die [100]-Achse lag in Feldrichtung. Der Kristall war während des Versuches durch zehn 180° -Wände in Bereiche entgegengesetzter Magnetisierung aufgeteilt, Oberflächenstrukturen waren nicht vorhanden. Da die Wände bei einer derartigen Orientierung senkrecht durch die Probe gehen und eine durch Wirbelströme verursachte Wändurchbiegung nicht auftritt, ist die Oberflächen- mit der Volumenmagnetisierung identisch, die in der Oberfläche sichtbaren Wandverschiebungen lassen sich auf das Volumen übertragen.

Als Ergebnis zeigte sich, daß die bei kleinen Frequenzen des Feldes sehr unterschiedlichen Wandamplituden mit zunehmender Frequenz einander angeglichen werden. Bereits bei 50 Hz schwingen alle Wände mit annähernd der gleichen Amplitude (Abb. 15). Die im Diagramm am tiefsten liegende Kurve gilt für zwei Wände.

Die Messung erfolgte stroboskopisch. Die Frequenz des Stroboskops unterschied sich von der des Feldes jeweils um etwa 0,5 Hz. Bei dieser Beobachtungsart schwingen die Wände scheinbar langsam um ihre Ruhelage, ihre Amplituden können leicht ausgemessen werden.

Für die Frequenzabhängigkeit der Wandamplituden ergibt sich die folgende Deutung:

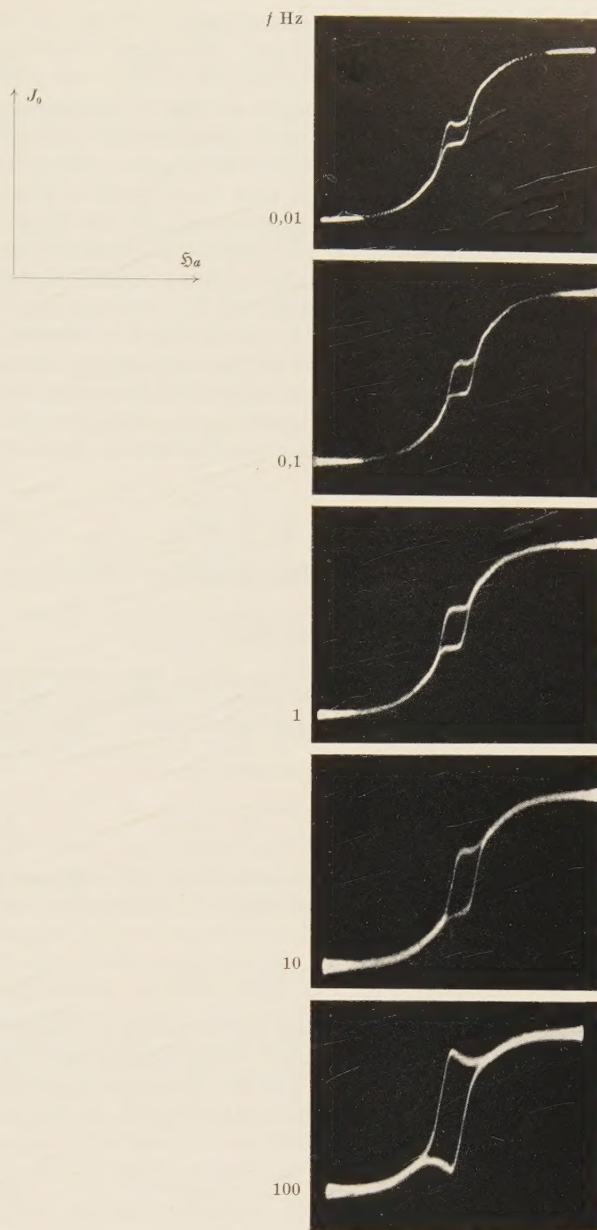


Abb. 14. Die Kerr-Hysterese als Funktion der Frequenz

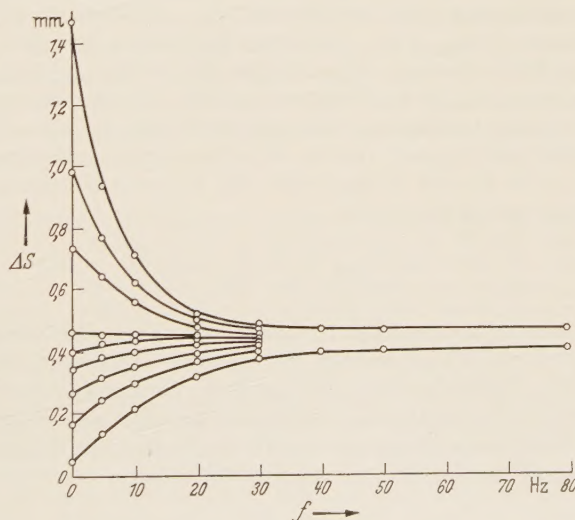


Abb. 15. Die Abhängigkeit der Wandamplituden von der Frequenz des magnetisierenden Feldes

Durch die allgemeine Forderung

$$E_W + E_K + E_M + E_\sigma + E_H = \min \quad (1)$$

wird jeder Wand bei quasistatischer Feldänderung eine gewisse Amplitude Δs_{i0} vorgeschrieben, das entmagnetisierende Feld NI_p ist in diesem Fall stets homogen und dem Betrage nach dem äußeren Felde gleich. Es sei zunächst angenommen, daß die Wände ihre „Normalamplituden“ Δs_{i0} auch dann beibehalten, wenn die Feldänderung mit endlicher Geschwindigkeit erfolgt. Auch in diesem Fall ist NI_p stets homogen, jedoch ist das Feld $\mathfrak{H}_a - NI_p \neq 0$. Es muß mindestens so groß sein, daß es das von der schnellsten Wand durch Wirbelströme erzeugte Gegenfeld kompensieren kann. Treten keine die Wandbewegung behindernden Reibungskräfte auf, so kann man annehmen, daß die Beziehung

$$\mathfrak{H}_a - NI_p = \frac{1}{k} \cdot 2f \cdot \Delta s_{m0} \quad (3)$$

gilt, wenn Δs_{m0} die größte Wandamplitude ist und man gleichzeitig mit

$$v_i = 2f \cdot \Delta s_{i0}$$

die sinusförmige Feldänderung durch eine sägezahnförmige ersetzt. Das innere Feld $\mathfrak{H}_i^{in}$ setzt sich unter diesen Voraussetzungen aus $\mathfrak{H}_a$, $-NI_p$ und dem Wirbelfeld $-\frac{1}{k} \cdot 2f \cdot \Delta s_{i0}$ zusammen

$$\mathfrak{H}_i^{in} = \mathfrak{H}_a - NI_p - \frac{1}{k} \cdot 2f \cdot \Delta s_{i0} \quad (4)$$

und ist am Ort jeder Wand verschieden, also insgesamt inhomogen. Mit (3) folgt aus (4) für das innere Feld am Ort der i -ten Wand

$$\mathfrak{H}_i^{in} = \frac{1}{k} \cdot 2f (\Delta s_{m0} - \Delta s_{i0}).$$

In Übereinstimmung mit der zur Deutung der Abb. 9 verwendeten Vorstellung wird dieses innere Feld $\mathfrak{H}_i^{in}$ verursachen, daß die i -te Wand eine größere Amplitude beschreibt. Es werden sich Amplituden $\Delta s_i \neq \Delta s_{i0}$ so einstellen, daß

$$\mathfrak{H}_i^{in} = \frac{1}{k} \cdot 2f (\Delta s_{m0} - \Delta s_i) \approx 0 \quad (5)$$

wird, d.h. daß die Amplituden aller Wände einander angeglichen werden.

Man wird nicht erwarten können, daß (5) nur durch Vergrößerung aller Amplituden Δs_{i0} erfüllt wird, die kleiner als Δs_{m0} sind. In diesem Fall müßte der durch eine Feldänderung $\Delta \mathfrak{H}_a$ erzeugte Magnetisierungshub, der proportional zur Summe aus allen Δs_i ist, mit der Frequenz zunehmen. Aus den Meßdaten in Abb. 15 ergibt sich dagegen, daß im Frequenzbereich zwischen 0 und 80 Hz die Summe aller Δs_i in guter Näherung frequenzunabhängig ist:

$$\sum_{i=1}^n \Delta s_i = \sum_{i=1}^n \Delta s_{i0}.$$

Daraus muß man folgern, daß die Beziehung (5) nicht nur durch Vergrößerung der kleinen, sondern auch durch Verkleinerung der großen Wandamplituden erfüllt wird. Bei hohen Frequenzen werden demzufolge in Übereinstimmung mit der Beobachtung alle Wände die gleiche Amplitude Δs_{mittel} beschreiben:

$$\Delta s_{\text{mittel}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta s_{i0}.$$

Bei dieser Deutung bleibt allerdings die Frage offen, warum dieser Zustand erst bei Frequenzen von 50 bis 80 Hz erreicht wird. Die Antwort darauf ergibt sich aus einer Energiebetrachtung:

Würden die Wände auch bei endlicher Wandgeschwindigkeit ihre „Normalamplituden“ beibehalten, so entstünde in der Umgebung jeder Wand ein durch Wirbelströme erzeugtes Gegenfeld, das für die einzelnen Wände verschieden groß wäre. Die in diesen Feldern enthaltene Energie ergibt sich aus [21]:

$$E_{\mathfrak{H}_w} = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathfrak{H}_w^2 dV.$$

Da die Feldstärke in diese Beziehung quadratisch eingeht, ist $E_{\mathfrak{H}_w}$ umso kleiner je homogener der von den Wirbelfeldern hervorgerufene Beitrag zum inneren Feld ist. Daraus folgt, daß der zum Aufbau der Wirbelfelder nötige Energiebedarf einen minimalen Wert annimmt, wenn sich alle Bloch-Wände mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen, d.h. wenn sie die gleichen Amplituden beschreiben.

Andererseits kann die Beziehung (1) nur erfüllt werden, wenn die Amplituden die bei quasistatischer Magnetisierung gemessenen Werte Δs_{i0} besitzen. Erfolgt daher die Ummagnetisierung durch Wandverschiebungen $\Delta s_i \neq \Delta s_{i0}$, so ergibt sich eine Bereichskonfiguration, bei der die gemäß (1) errechnete Gesamtenergie nicht mehr ihren kleinstmöglichen Wert besitzt: die Abweichung von den Normalamplituden Δs_{i0} erfordert somit einen Energieaufwand.

Insgesamt konkurrieren also zwei Energiebeträge, einerseits wird durch Angleich der Amplituden der zum Aufbau der Wirbelfelder benötigte Energiebedarf kleiner, andererseits ist ein Energieaufwand nötig, wenn die Amplituden von den Normalwerten Δs_{i0} abweichen. Da der erste Beitrag mit der Frequenz zunimmt, wird man erwarten, daß er mit wachsender Frequenz zu einem immer vollständigeren Angleich der Wandamplituden führt.

Die Wirbelstromanomalie

Die Frequenzabhängigkeit der Wirbelstromverluste kornorientierter Bleche hat den in Abb. 1 dargestellten Verlauf. Bei klassischer Berechnung, d.h. unter Annahme einer kohärenten Drehung aller Magnetisierungsvektoren, erhält man einen wesentlich schwächeren und geradlinigen Anstieg [20] (Abb. 1, gestrichelte Kurve), man spricht daher von einer Anomalie der Verluste. Berechnet man die Verluste unter Annahme eines einfachen Modells mit untereinander und zum Feld parallelen, senkrecht durch die Probe gehenden 180° -Wänden, so erhält man ebenfalls einen linearen Zusammenhang zwischen W und f [8], [9]. Die Steigung der so errechneten Geraden hängt dabei wesentlich vom Parameter Blochwand-Abstand/Blechdicke ab. Großer Blochwand-Abstand bedeutet bei vorgegebener Probe eine kleinere Anzahl von Wänden. Soll in der Zeit Δt eine Magnetisierungsänderung ΔI erzeugt werden, so erfordert das eine schnelle Bewegung weniger oder eine langsame Bewegung vieler Wände. Da die Wirbelstromverluste annähernd linear von der Wandgeschwindigkeit und dem ummagnetisierten Volumen abhängen, sind sie im ersten Fall größer. Durch geeignete Wahl des Parameters Blochwand-Abstand/Blech-

dicke kann man der Verlustgeraden jede beliebige Steigung geben. Mit einem derartigen Modell ist es jedoch nicht möglich, die Krümmung der tatsächlichen Verlustkurve im unteren Frequenzbereich zu deuten, wenn man nicht annimmt, daß sich die Bereichszahl ändert. Eine derartige Vermutung wurde bereits von PRY und BEAN [8] ausgesprochen.

Aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial ergibt sich folgende Deutung der Verlustkurve:

Bei kleiner Aussteuerung werden die Oberflächenstrukturen (Z-Bereiche) mit zunehmender Frequenz am Ummagnetisierungsprozeß beteiligt, außerdem können sich neue Z- und II-Bereiche bilden. Dadurch wird die Anzahl der insgesamt an der Ummagnetisie-

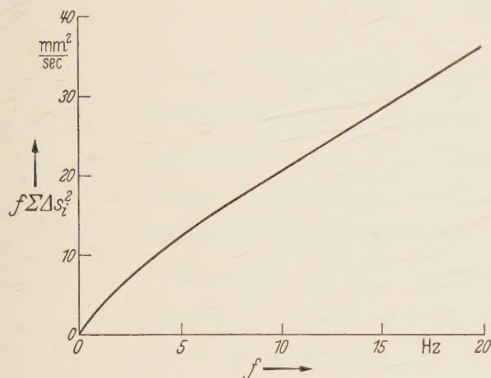


Abb. 16. Die Frequenzabhängigkeit der Wirbelstromverluste, errechnet aus den Meßwerten in Abb. 15

ring beteiligten Wände vergrößert, die von den Wänden im Mittel zurückgelegte Strecke und damit die Steigung der Verlustkurve wird mit wachsender Frequenz immer kleiner. Ebenso werden die bei kleinen Feldänderungsgeschwindigkeiten sehr unterschiedlichen Amplituden der Wände von II-Bereichen mit steigender Frequenz einander angeglichen. Durch eine grobe Abschätzung kann man den Einfluß dieses Prozesses auf die Steigung der Verlustkurve erläutern: Nimmt man an, daß die von einer Wand verursachten Wirbelstromverluste proportional zur Geschwindigkeit der Wand und ihrer Amplitude sind und daß die Verluste verschiedener Wände sich einfach addieren, so gilt für die gesamten Verluste W

$$W \sim \sum_{i=1}^n v_i \cdot \Delta s_i$$

und mit

$$2f \Delta s_i = v_i$$

$$W \sim 2f \sum_{i=1}^n \Delta s_i^2.$$

In Abb. 16 ist der Ausdruck $f \sum_{i=1}^n \Delta s_i^2$ als Funktion der Frequenz aufgetragen. Der Berechnung lagen die Δs -Werte der Abb. 15 zugrunde. Die Frequenzabhängigkeit der Wirbelstromverluste wird qualitativ richtig wiedergegeben.

Bei großer Aussteuerung erfolgt die Ummagnetisierung mit steigender Frequenz immer weniger durch oberflächensenkrechte Wände, sondern in zunehmendem Maße von der Oberfläche her. Die Ursache dafür ist das gleichmäßige Anwachsen aller Zwickel zu V-Bereichen, die zu einem kompakten Bereich mit einer fast oberflächenparallelen Wand verschmelzen.

Auch bei großer Aussteuerung ist also die am Ummagnetisierungsprozeß beteiligte Blochwand-Fläche größer, wenn die Ummagnetisierung schnell erfolgt; bei langsamer Feldänderung sind nur wenige oberflächensenkrechte Wände beteiligt. Daraus folgt, daß die Steigung der Verlustkurve mit wachsender Frequenz kleiner wird.

Zahlreiche Autoren haben unter Annahme einer oberflächenparallelen Wand die Wirbelstromanomalie zu deuten versucht [11], [12], [19]. Man nahm an, daß sich die zunächst oberflächensenkrechten Wände mit wachsender Geschwindigkeit durchbiegen, bis die Magnetisierung vollständig von der Oberfläche her erfolgt (Abb. 17). Eine merkliche Wändurchbiegung

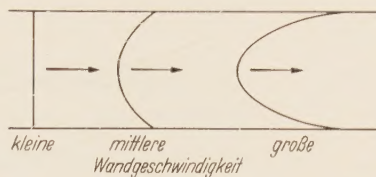


Abb. 17. Schematische Darstellung der Wändurchbiegung bei verschiedenen Wandgeschwindigkeiten

tritt aber, wie die Stabilität der Bereichskonfiguration bei schneller Ummagnetisierung zeigt, bei Frequenzen bis zu 100 Hz nicht ein.

Zusammenfassung

Mit Hilfe des verstärkten magneto-optischen Kerr-Effektes ist es sowohl durch stroboskopische Beobachtung als auch durch Aufzeichnung der Kerr-Hysteresis möglich, Aufschluß über die Dynamik des Ummagnetisierungsvorganges zu erhalten. Es kann nachgewiesen werden, daß sich der gesamte Ummagnetisierungsprozeß schon bei niedrigen Frequenzen erheblich ändert. Daraus ergibt sich eine qualitative Deutung der Wirbelstromanomalie.

Herrn Professor Dr. A. FAESSLER danke ich für förderndes Interesse, Herrn Professor Dr. J. KRANZ für wertvolle Diskussionsbeiträge und Anregungen.

Den Oberwerkmeistern SCHARF und STROHBACH sei für die gute Ausführung der mechanischen Arbeiten gedankt.

Besonders zu Dank verpflichtet bin ich der Firma Willy H. Schliecker und Herrn Dr.-Ing. A. MÜHLINGHAUS für die großzügige Unterstützung meiner Arbeit, ebenso Herrn WOLFGANG PASSON in der Firma Siemens & Halske, Wernerwerk für Fernmeldetechnik, für die Beschaffung von Meßinstrumenten und elektronischen Bauteilen.

Literatur: [1] KRANZ, J.: Naturwissenschaften **43**, 370 (1956). — [2] KRANZ, J., u. W. DRECHSEL: Z. Physik **150**, 632 (1958). — [3] KRANZ, J., u. A. SCHAUER: Optik **18**, 186 (1961). — [4] GANZ, D.: Ber. Arbeitsgem. Ferromagnetismus **59** (1959). — [5] ZEHLER, V.: Ber. Arbeitsgem. Ferromagnetismus **61** (1958). — [6] WYCKLENDT, D.A., and R.M. KAY: J. Appl. Phys. **32**, 368 S (1961). — [7] BEAN, C.P., and D.S. ROBBELL: J. Appl. Phys. **26**, 124 (1955). — [8] PRY, R.H., and C.P. BEAN: J. Appl. Phys. **29**, 532 (1958). — [9] CARR, W.J.: J. Appl. Phys. **30**, 90 S (1959). — [10] WYCKLENDT, D.A.: J. Appl. Phys. **33**, 1283 (1962). — [11] WILLIAMS, H.J., W. SHOCKLEY and C. KITTEL: Phys. Rev. **80**, 1090 (1950). — [12] ROBBELL, D.S., and C.P. BEAN: J. Appl. Phys. **26**, 1318 (1955). — [13] PAXTON, W.S., and T.G. NILAN: J. Appl. Phys. **26**, 994 (1955). — [14] z. B. ELSCHNER, B., u. W. ANDRÄ: Fortschr. Physik **3**, 163 (1955). — [15] VICENA, F.:

Czechoslov. J. Phys. **5**, 480 (1955). — [16] KRANZ, J., u. B. PASSON: Z. Physik **161**, 525 (1961). — [17] GRAHAM, C. D., and P. W. NEURATH: J. Appl. Phys. **28**, 888 (1957). — [18] SIXTUS, K. J., and L. TONKS: Phys. Rev. **37**, 930 (1931). — [19] HERMANN, P. K.: Z. angew. Phys. **13**, 136 (1961). — [20] z. B. BECKER, R., u. W. DÖRING: Ferromagnetismus. Berlin:

Springer 1939. — [21] BOZORTH, R. M.: Ferromagnetism. Toronto-New York-London: D. van Nostrand Company, Inc. 1951.

Dr. rer. nat. BENNO PASSON,
I. Physikalisches Institut der Universität,
8 München 22, Geschwister-Scholl-Platz

Lebenslauf

Am 29. April 1934 wurde ich als Sohn des Volksschullehrers PAUL PASSON und seiner Ehefrau ELFRIEDE, geb. NIEDOBA in Beuthen/Oberschlesien geboren. Vom 6. bis zum 10. Lebensjahr besuchte ich die Volksschule, anschließend ein humanistisches Gymnasium in Beuthen. 1945 führte uns die Flucht in die Umgebung von Dresden, wo ich weiterhin die Volksschule bis zur 8. Klasse besuchte. 1949 übersiedelten wir nach Itzehoe in Schleswig-Holstein, dort absolvierte ich die Klassen Untertertia bis Oberprima einer Oberrealschule und legte im Jahr 1955 das Abitur ab.

Das erste Semester des darauffolgenden Physik-Studiums verbrachte ich in Heidelberg. An der Ludwig-Maximilian-Universität in München setzte ich das Studium fort, wo ich 1958 das Vordiplom und 1960 das Hauptdiplom ablegte. Seit dieser Zeit bin ich mit der Abfassung einer von Herrn Privatdozenten Dr. J. KRANZ angeregten Dissertationsarbeit beschäftigt gewesen. Diese Arbeit möchte ich in der nächsten Zeit mit dem Doktorexamen abschließen.

